

УДК 550.388.2

## ПОВЫШЕНИЕ ВЫСОТНОГО РАЗРЕШЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ИОНОЗОНДА ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ КОГЕРЕНТНЫМИ ИМПУЛЬСНЫМИ СИГНАЛАМИ

*А.Д. Акчурин, В.В. Бочкарев*

### Аннотация

Предложена методика оценки групповой задержки методом наибольшего правдоподобия при многочастотном зондировании, позволяющая повысить высотное разрешение (вплоть до 200 м) с помощью аппаратуры обычного ионозонда, регистрирующего фазу. Важно, что при этом не требуется сколько-нибудь значительно изменять приемо-регистрирующую аппаратуру.

**Ключевые слова:** импульсное вертикальное зондирование ионосферы, действующая высота отражения, точность определения высоты, метод максимального правдоподобия.

---

### Введение

Являясь наиболее распространенным методом диагностики ионосферы, вертикальное импульсное зондирование ионосферы нуждается в повышении информативности. Это в первую очередь касается повышения высотного разрешения. В определении высоты на настоящий момент можно выделить два основных подхода: на основе фазовых измерений и по времени задержки импульсного сигнала.

Фазовые измерения действующей высоты по формуле  $h' = \frac{c}{2} \frac{d\varphi}{d\omega}$ , вытекающей из принципа стационарной фазы [1, 2], позволяют получать высокую точность ( $\sim \lambda/10$  и менее). Однако в реальных экспериментах диапазон измеряемой разности фаз  $\Delta\phi$  находится в пределах  $0 \div 2\pi$ . Это отводит высокоточным фазовым измерениям роль «нониусной шкалы», произвольно стыкующейся с «основной шкалой» в интервале  $> 10\lambda$  (типовая точность подхода по времени задержки импульсного сигнала). К неудобствам метода можно также отнести работу на двух зондирующих частотах.

Точность измерения действующей высоты по времени задержки импульсного сигнала (по формуле  $h' = \frac{c}{2} \tau_{\text{гр}}$ ) определяется точностью определения групповой задержки  $\tau_{\text{гр}}$ . В ходе усовершенствований аппаратуры импульсного вертикального зондирования за последние 30 лет точность определения приближается к своему теоретическому пределу

$$\Delta h' = \frac{c}{2} \frac{1}{\alpha \Delta f \sqrt{\mu}},$$

где  $\alpha$  – коэффициент, определяемый формой огибающей радиоимпульса ( $\alpha \leq 2\pi$ ),  $\mu$  – энергетическое отношение сигнал/шум  $E_{\text{сигн}}/(N_0/2)$  [3–6]. Видно, что точность определяется эффективной полушириной спектра  $\Delta f$ , занимаемой зондирующим радиоимпульсом, и отношением сигнал/шум  $\mu$ . В целом указанная формула отражает соотношение неопределенностей: произвольное увеличение  $\Delta f$  ведет к неограниченному уменьшению погрешности  $\Delta h'$ . Произвольному увеличению  $\Delta f$

препятствуют наличие частотно-временной дисперсии и шумов в эфире, что привело к компромиссному значению  $\sim 15$  кГц [7]. При типовом отношении сигнал/шум  $\mu = 6 \div 8$  получаем максимально достижимую точность  $\pm 0.4$  км. Однако из-за особенностей регистрирующей аппаратуры, когда амплитуда принятого сигнала влияет на задержку, получаемая точность равна  $\pm 1.4$  км [3]. Дальнейший рост точности (при фиксированной полосе) возможен только с ростом  $\mu$ , что ведет к ухудшению электромагнитной обстановки. По этой причине высотное разрешение большинства цифровых ионозондов  $\Delta h' \approx 2.5$  км [8]. При коррекции амплитудной зависимости регистрируемой задержки, определяемой по точке наибольшего роста сигнала на переднем фронте огибающей отраженного импульса, и при использовании высоких промежуточной частоты и частоты дискретизации ( $\gg 1$  МГц) на цифровых ионозондах удается достичь точности порядка  $\pm 0.2$  км [9].

Прогресс в современной цифровой сигналосинтезирующей микросхемотехнике привел к появлению компактных ионозондов, использующих сложные широкополосные сигналы, с пиковой излучаемой мощностью  $< 300$  Вт [8]. Временная задержка в них определяется по сдвигу корреляционной функции, а не по максимуму отраженного сигнала. Однако высотное разрешение осталось прежним.

В случае небольших значений  $\mu$  при однократном зондировании повышение отношения сигнал/шум возможно на основе многоимпульсного зондирования. Однако проводить когерентное накопление отраженных импульсов более 1 с для фазовых ионозондов невозможно из-за доплеровского сдвига частоты (ДСЧ) (типовой интервал  $0.1 \div 1$  Гц в спокойных ионосферных условиях и  $1 \div 10$  Гц в беспокойных). Поэтому при длительных зондированиях ( $> 1$  с) применяют когерентное спектральное накопление. В результате такой обработки получают также значение ДСЧ [8].

Более значительный прогресс в повышении высотного разрешения был достигнут в фазовых ионозондах двухчастотного типа [8, 9], сочетающих в себе методики фазового и импульсного зондирования. В данной методике (называемой часто  $d\phi/df$ -техникой, или определением временной задержки на основе принципа стационарной фазы) используется та же формула, что и при фазовых измерениях на двух фиксированных частотах:

$$\tau_{\text{гр}} = \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} \approx \frac{\Delta\varphi(\omega)}{\Delta\omega} = \frac{\varphi(\omega_1) - \varphi(\omega_2)}{\omega_1 - \omega_2}, \quad (1)$$

где  $\Delta\varphi(\omega)$  – приведенная разность фаз между частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Однако, если в чисто фазовых измерениях речь идет о частотах гармонических составляющих сигнала, то в данном случае под  $\omega_1$  и  $\omega_2$  имеются в виду частоты заполнения зондирующих импульсов.

Некоторые сложности при работе с двухчастотной  $d\phi/df$ -техникой связаны с тем, что формула (1) сопровождается ограничениями на разнос частот  $\Delta\omega_{\text{max}} = |\omega_1 - \omega_2|$ , обеспечивающими однозначность фазы:

$$|\varphi(\omega_1) - \varphi(\omega_2)| \leq 2\pi. \quad (2)$$

Зная примерные значения для  $\tau_{\text{гр}}$ , можно определить максимальную частотную полосу однозначности фазы:  $\Delta f_{\text{max}} = 1/\tau_{\text{гр}}$ . Так, для высот  $h' < 150$  км (слой E) максимальная полоса составляет  $\sim 1.0$  кГц, а для высот  $h' < 500$  км (слой F) – 300 Гц. Поэтому при частотном разнесе 1 кГц высота слоя F будет определяться с точностью до диапазона неоднозначности, равного 150 км (расстояние между точками, где разность фаз будет иметь одно и то же значение). Указанную неоднозначность разрешают либо с помощью грубого приближения, получаемого по расположению максимума отраженного сигнала, либо на основе

зондирования на нескольких частотах [8]. Сообщается, что при типичном разное частот  $\sim 10$  кГц и точности измерения приведенной разности фаз  $\sim 8^\circ$  удается достичь точности измерения  $h'$  порядка 0.1 км [9].

Альтернативным путем повышения высотного разрешения является применение  $d\phi/df$ -техники к спектральным компонентам когерентной последовательности радиоимпульсов [10]. Такой режим зондирования позволяет считать, что зондирование производится не непрерывным спектром частот с занимаемой полосой  $\Delta f = 15$  кГц (как в случае одиночного импульса), а на дискретных частотах из той же полосы, отстоящих друг от друга на величину частоты повторения импульсов  $f_{\text{геп}}$ . Отметим, что работа с гребенкой дискретных частот широко применяется сейчас и в оптическом диапазоне (см., например, [11]). Выбрав определенные гармоники из спектра принятого сигнала, групповую задержку  $t_{\text{гр}}$  можно определить по сдвигу фаз между ними по формуле, схожей с (1) [10]. Отличия связаны лишь с тем, что все спектральные гармоники будут кратны частоте  $f_{\text{геп}}$ :

$$\tau_{\text{гр}} \approx \frac{\Delta\varphi(\omega_1)}{\Delta\omega} = \frac{\varphi(\omega_1 + 2\pi n f_{\text{геп}}) - \varphi(\omega_1)}{2\pi n f_{\text{геп}}}, \quad (3)$$

где  $n$  – разность между номерами гармоник.

### Оценка групповой задержки методом наибольшего правдоподобия

Для получения оценки группового времени задержки воспользуемся методом наибольшего правдоподобия. В нашем случае более целесообразным является использование выражения для функционала в спектральной области. Зондирующий сигнал является импульсным, а помеху на протяжении времени зондирования, как правило, можно считать стационарным случайным процессом. В этом случае погрешности в определении спектральных составляющих будут  $\delta$ -коррелированными, что позволяет упростить выражение для функционала правдоподобия. Дискретная структура спектра зондирующей импульсной последовательности позволяет при переходе в спектральную область понизить размерность, а также применить пороговую предобработку сигнала. Предположив, что помеха распределена по нормальному закону, запишем выражение для логарифма функционала правдоподобия в виде

$$L(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n) = - \int_{-\infty}^{\infty} |S_{\text{ref}}(\omega) - S_{\text{inc}}(\omega) \cdot R(\omega, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n)|^2 d\omega,$$

где  $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$  – неизвестные параметры, характеризующие свойства ионосферы в данной частотной области,  $R(\omega, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n)$  – комплексный коэффициент отражения от ионосферы,  $S_{\text{inc}}(\omega)$  и  $S_{\text{ref}}(\omega)$  – спектры излученного и принятого сигналов. Задача получения оценок исходных параметров  $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$  сводится к максимизации функционала  $L$ .

В случае многоимпульсного зондирования, когда спектр становится дискретным, интеграл сводится к сумме. Таким образом, функционал правдоподобия будет пропорционален векторной норме  $l^2$  для погрешности модельной аппроксимации комплексных амплитуд гармоник принятого сигнала. Для дальнейшего упрощения формулы необходимо выбрать вид излученного спектра  $S_{\text{inc}}(\omega_m)$  (или излученного сигнала с его последующим Фурье-преобразованием), так как из-за большой амплитуды приемник регистрирует его искаженно. Необходимо также определиться с классом функции  $R(\omega)$ . В нашем случае определения групповой задержки  $R(\omega_m, \tau_{\text{гр}}, A) = A \cdot \exp(i\omega_m \tau_{\text{гр}})$ , где  $A$  – комплексный масштабирующий

множитель, выполняющий роль амплитуды отраженного сигнала. На множитель  $\exp(i\omega_m \tau_{\text{гр}})$  (но с другим знаком у фазы) отличаются спектры сигналов, сдвинутых друг относительно друга на время  $\tau_{\text{гр}}$  (теорема о сдвиге). Более сложный вид функция  $R(\omega)$  должна приобрести для участков с сильной частотно-временной дисперсией для учета расплывания импульса. Принимая во внимание, что  $\omega_m = m 2\pi f_{\text{гер}}$  приходим к соотношению

$$L(\tau_{\text{гр}}, A) = - \sum_{m=1}^M |S_{\text{ref}}(\omega_m) - S_{\text{inc}}(\omega_m) \cdot A \cdot \exp(i 2\pi m f_{\text{гер}} \tau_{\text{гр}})|^2, \quad (4)$$

где  $M$  – число гармоник в спектре принятого сигнала (или число отсчетов с частотой дискретизации  $f_{\text{samp}}$ ). В качестве  $S_{\text{inc}}(\omega_m)$  использовался спектр цепочки импульсов гауссовой формы. В качестве  $S_{\text{ref}}(\omega_m)$  использовался спектр на основе быстрого преобразования Фурье (БПФ), рассчитанный по экспериментальным данным. В силу линейности вхождения параметра  $A$  в  $L$ , его можно исключить из (4), получив его теоретическую оценку  $A(\tau_{\text{гр}})$  для любого фиксированного  $\tau_{\text{гр}}$ . Это несложно сделать, продифференцировав (4) по  $A$  и приравняв производную нулю:

$$A(\tau_{\text{гр}}) = \frac{\sum_{m=1}^M S_{\text{ref}}(\omega_m) \cdot S_{\text{inc}}^*(\omega_m) \cdot \exp(-i\omega_m \tau_{\text{гр}})}{\sum_{m=1}^M |S_{\text{inc}}(\omega_m)|^2},$$

откуда окончательно получаем задачу одномерной оптимизации:

$$L(\tau_{\text{гр}}) = - \sum_{m=1}^M \left| S_{\text{ref}}(\omega_m) - S_{\text{inc}}(\omega_m) \cdot \exp(i\omega_m \tau_{\text{гр}}) \times \frac{\sum_{m=1}^M S_{\text{ref}}(\omega_m) \cdot S_{\text{inc}}^*(\omega_m) \cdot \exp(-i\omega_b \tau_{\text{гр}})}{\sum_{m=1}^M |S_{\text{inc}}(\omega_m)|^2} \right|^2, \quad (5)$$

где звездочка означает комплексное сопряжение.

К достоинствам нахождения  $\tau_{\text{гр}}$  по формуле (5) можно отнести то, что мы освобождаемся от ограничения (2).

### Структура и параметры зондирующей аппаратуры

Структурная схема текущего варианта ионосферного комплекса «Циклон» представлена на рис. 1. Назначение блоков пояснено комментариями, прилегающими к стрелкам. Кратко можно добавить следующее. Синтез синусоидального сигнала в возбuditеле передатчика выполняет микросхема прямого цифрового синтеза AD9850 [12]. Выходная (импульсная) мощность передатчика с ламповым выходным каскадом с ростом частоты от 1 до 10 МГц убывает от 10 до 1 кВт. Оцифровка принятого сигнала производится с помощью платы E440 (производимой фирмой Lcard), содержащей 14-разрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП). В качестве входного сигнала платы сбора информации используется вторая промежуточная частота (ПЧ) (215 кГц) радиоприемника Р-399.

Для уменьшения входного потока информации программа, проводящая зондирование, выполняет цифровое квадратурное преобразование с 6-кратной децимацией сигнала с второй ПЧ. После детектирования входной поток становится

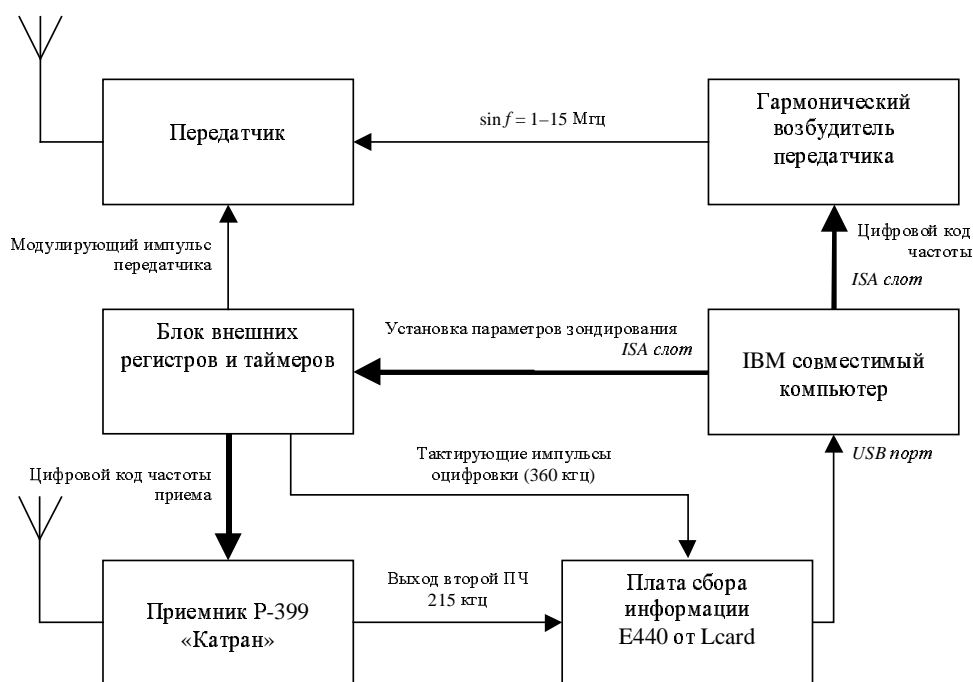


Рис. 1. Структурная схема ионосферного комплекса «Циклон»

равным 60 тыс. комплексных отсчетов в секунду. На ионограмме вертикального зондирования данному временному интервалу между отсчетами соответствует расстояние 2.5 км. После излучения каждого радиоимпульса в компьютере записывается 256 отчетов (что соответствует 640 км). Период повторения импульсов составляет 20 Гц.

Специально для проверки методики повышенного разрешения программа, осуществляющая зондирование, не переписывалась. Данные получались и записывались как в случае обычной ионограммы, только без перестройки по частоте. Негативный момент этого заключается в том, что при длительности излученного импульса (70 мкс) на него приходилось только 5 отсчетов (правда, комплексных), а не 30, если бы сохранялись исходные данные АЦП.

### Данные и их обработка

Основу расчетов составили результаты измерений 4 мая 2006 г. Они выполнялись днем с 10:30 до 20:55 местного времени с 5-минутной периодичностью на зондирующей частоте 4.5 МГц. Остальные режимы зондирования: частота повторения равна 20 Гц, число излучаемых импульсов  $K = 256$  (то есть общая длительность одного зондирования составила 12.8 с). Таким образом, на протяжении 10 ч 25 мин состоялось 126 сеансов зондирования 256 импульсами. Число отсчетов, записываемых аппаратурой при зондировании одним импульсом, равно 256.

Временной интервал между излученными импульсами равен 50 мс, что соответствует  $N = 3000$  отсчетам с частотой дискретизации 60 кГц. Из-за этого перед БПФ все отсчеты отраженного сигнала, относящиеся к зондированию одним импульсом, дополнялись нулями до  $N$ . В итоге число отсчетов, относящихся ко всему сеансу из 256 импульсов, равнялось  $KN = 768000$ . После выполнения БПФ получался периодический спектр  $S_{\text{ref}}(\omega_m)$  из  $KN$  гармоник. Из этого спектра

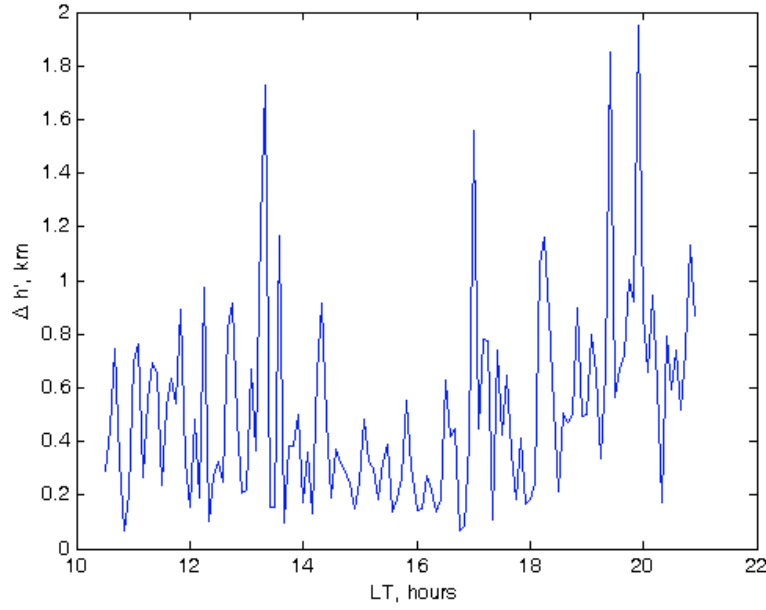


Рис. 2. СКО определения действующей высоты в зависимости от времени суток 5 мая 2006 г.

выделялись  $N$  наибольших гармоник (кратных 256):  $S_{\text{ref}}^{\text{max}}(\omega_m)$ . Номер первой из выделенных гармоник соответствует доплеровскому смещению частоты, но оно в данной работе не рассматривается.

Спектр излученного сигнала (из  $N$  гармоник) рассчитывался по одному излученному импульсу. Форма его огибающей задавалась пятью точками, определенными по гауссовой кривой  $\sim \exp(-t^2/D)$ , где  $t = \{-2, -1, 0, 1, 2\}$ . Значение дисперсионного параметра  $D = 6.56$  было определено по форме отраженного сигнала при большом отношении сигнал/шум методом наименьших квадратов. Для получения спектра  $S_{\text{inc}}(\omega_m)$  для сигнала из  $K$  копий необходимо откорректировать номера гармоник, так как остальные будут нулевыми. Все расчеты производились в среде MATLAB.

Временная задержка, определяемая по формуле (5), рассчитывалась по спектрам  $S_{\text{ref}}^{\text{max}}(\omega_m)$  и  $S_{\text{inc}}(\omega_m)$ , состоящих из  $N$  значимых гармоник. По найденным задержкам были вычислены действующие высоты отражения  $h'$  для всех 126 сеансов зондирования. Для определения погрешности получаемого отсчета высоты отражения в каждом сеансе зондирования вычислялись 256 значений высоты отражения  $h'^*$ . Они рассчитывались по одному импульсу, что не совсем правомерно с точки зрения предлагаемой здесь методики, однако позволяет оценить погрешность метода для условий реального эксперимента. Это равносильно тому, что каждый из 256 отраженных импульсов, взятый в отдельности, дополнялся 255 собственными копиями. По полученным значениям  $h'^*$  находилось среднее квадратическое отклонение (СКО)  $\Delta h'$ , представленное на рис. 2.

Как видим, СКО действующих высот для отдельных серий измерений имеет большой разброс (от 100 м до 2 км). Анализ показал, что наибольшее увеличение связано со снижением отношения сигнал/шум до  $\sim 1$  (особенно в вечернее время), с наличием множественных отражений. Ошибки в диапазоне 0.3–1 км обусловлены главным образом слишком большим диапазоном обработки (12.8 с). Этого времени оказалось достаточно для перемещения точки отражения на расстояния порядка

1 км. И в те моменты времени, когда ионосфера была относительно неподвижной и отношение сигнал/шум было не ниже 5, ошибка снижалась до 100–200 м. Дальнейшее повышение точности в данном эксперименте оказалось невозможным, так как данный режим был экспериментальным. В ходе его реализации выяснилось, что импульсы передатчика сбивают с нормального ритма микросхему AD9850, нарушая непрерывность фазы (когерентность сигнала). Когерентность восстанавливалась внесением фазовых поправок в результаты зондирования для каждого импульса. Фазы отсчетов изменялись так, чтобы первый отсчет (относящийся к излученному импульсу) становился чисто вещественным (имел нулевой угол).

### Обсуждение результатов

Таким образом, применение предложенного метода фазовых измерений групповой задержки на основе зондирования когерентными импульсами может повысить точность высотного разрешения в среднем до 500 м, а в случае правильного подбора времени наблюдения – до 100–200 м (за исключением случаев диффузных отражений и низких отношений сигнал/шум).

Ряд исследователей критически оценивает возможность достижения указанной точности в случае, когда зондирующая частота приближается к критической частоте слоя [13, 14]. В первой работе это связывается с размытием отраженного импульса. Однако это можно учесть, изменив вид функции  $R(\omega, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n)$  в функционале правдоподобия, учитывающий расплывание. Во второй работе рост погрешности определения действующей высоты в области критических частот связывается с наличием трехмерного рассеяния. Данные соображения, безусловно, обоснованны, но необходимо отметить следующее. Во-первых, повышение технических возможностей аппаратуры в этом случае позволит получать дополнительную информацию о свойствах неоднородностей. Во-вторых, приводимые в [14] количественные оценки основаны на многих предположениях о вероятностном распределении неоднородностей электронной концентрации, их размерах и др. Имеющийся на сегодняшний день эмпирический материал не позволяет получить надежные количественные оценки, и данный вопрос требует новых экспериментальных исследований.

Предлагаемая нами методика оценки групповой задержки методом наибольшего правдоподобия при многочастотном зондировании позволяет повысить высотное разрешение (вплоть до 200 м) с помощью аппаратуры обычного ионозонда, регистрирующего фазу. Важно отметить, что при этом не требуется сколько-нибудь значительно изменять прямо-регистрирующую аппаратуру.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 06-05-65150 и 05-05-64651).

### Summary

*A.D. Akchurin, V.V. Bochkarev.* Increase of the Height Resolution of Pulse Ionosonde at Sounding by Coherent Pulse Signals.

The technique of maximum likelihood estimator of a group delay is proposed at the multifrequency sounding, allowing to increase the height resolution (down to 200 m) with the help of equipment of a usual ionosonde recording a phase. It is important that thus there is no necessity for any significant change to receive-registering equipment.

**Key words:** pulse vertical ionospheric sounding, virtual height of reflection, height accuracy, maximum-likelihood method.

### Литература

1. *Budden K.G.* Radio waves in the ionosphere. – Cambridge: Cambridge Univer. Press, 1961. – 542 p.
2. *Федорюк М.В.* Метод перевала. – М.: Наука, 1977. – 368 с.
3. *Галкин А.И.* О точности регистрации ионосферных параметров при вертикальном зондировании // Ионосферные исслед. – 1968. – № 16. – С. 173–178.
4. *Ширман Я.Д., Манжос В.Н.* Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. – М.: Радио и связь, 1981. – 416 с.
5. Справочник по радиолокации. Т. 1. Основы радиолокации / Под ред. М. Сколника. – М.: Сов. радио, 1976. – 456 с.
6. *Бартон Д., Вард Г.* Справочник по радиолокационным измерениям. – М.: Сов. радио, 1976. – 392 с.
7. Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм / Под. ред. В.Р. Пиггота, К. Равера. – М.: Наука, 1977. – 340 с.
8. *Reinisch B.W., Haines D.M., Kuklinski W.S.* The New Portable Digisonde for Vertical and Oblique Sounding. – AGARD-CP-502, February 1992. – URL: <http://ulcar.uml.edu/DPS.htm>.
9. *Wright J.W., Paul A.K., Pitteway M.L.V.* On the accuracy and interpretation of Dynasonde virtual height measurements // Radio Sci. – 1980. – V. 15, No 3. – P. 617–626.
10. *Ким В.Ю., Панченко В.А., Полиматиди В.П.* Аналого-цифровая обработка когерентных импульсных сигналов при фазовом измерении групповой задержки // Цифровые ионозонды и их применение. – М.: ИЗМИРАН, 1986. – С. 52–61.
11. *Ye J., Schnatz H., Hollberg L.W.* Optical frequency combs: from frequency metrology to optical phase control // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. – 2003. – V. 9, No 4. – P. 1041–1058.
12. *Березовский Е.В., Акчурин А.Д., Теплов В.Ю.* Современный синтезатор передающего модуля станции вертикального зондирования ионосферы // Прием и обработка информации в сложных информационных системах. – Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2003. – Вып. 21. – С. 142–148.
13. *Терехов Л.С., Шапцев В.А.* Повышение точности радиозондирования ионосферы. – Новосибирск: Издательство СО РАН, 1997. – 131 с.
14. *Калинин Ю.К., Куницын В.Б., Рождественская Л.Л.* О методической точности измерения задержек сигналов радиозондирования ионосферы // Изв. вузов. Радиофизика. – 1990. – Т. 33, № 2. – С. 150–154.

Поступила в редакцию  
10.03.08

---

**Акчурин Адель Джавидович** – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры радиоастрономии Казанского государственного университета.

E-mail: [Adel.Akchurin@ksu.ru](mailto:Adel.Akchurin@ksu.ru)

**Бочкарев Владимир Владимирович** – ассистент кафедры радиофизики Казанского государственного университета.